ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНА В КВАНТОВОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ В БЫСТРОПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ И ПОСТОЯННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Ю.О.Аверков, Ф.Г.Басс, А.П.Панчеха

Институт радиофизики и электроники
Национальной академии наук Украины,
310085, Харьков, Украина
(Получена 18 августа 1994 г. Принята к печати 7 марта 1995 г.)

Проведен анализ низкочастотной динамики электронов квантовой полупроводниковой сверхрешетки в быстропеременном электромагнитном и постоянном магнитном полях. Исследовано явление динамической локализации электронов в рассматриваемой системе полей и указана возможность ее разрушения постоянным магнитным полем.

Динамике электрона в быстропеременном электромагнитном поле посвящено большое количество работ. Одной из первых была работа [1]. В этой работе впервые была указана возможность локализации заряженной частицы с квадратичным законом дисперсии в поле высокочастотной электромагнитной волны.

Эффективный гамильтониан заряженной частицы, как было показано в [1], соответствует гамильтониану маятника, совершающего финитные движения в эффективном потенциальном поле $\phi(\mathbf{r}_0)$, где $\phi(\mathbf{r}_0)$ — средняя кинетическая энергия осциллирующего движения, играющая роль эффективной потенциальной энергии, $\mathbf{r}_0$ — медленная (в масштабе периодических колебаний внешнего поля) координата электрона. Вид эффективного потенциального поля может быть достаточно разнообразным [2], в частности оно может иметь характер изолированной потенциальной ямы или периодического набора таких ям. В работе [2] проведено обобщение полученных результатов на случай наличия постоянного магнитного поля.

В работе [3] был получен аналог эффективной миллеровской силы, действующей на единицу объема жидкого диэлектрика. В работе [4] рассматривалось движение электрона с законом дисперсии в приближении слабой связи в периодическом поле кристаллической решетки в присутствии плоской быстропеременной электромагнитной волны. Было показано, что быстропеременная электромагнитная волна приводит к модуляции ширины возникающих в энергетическом спектре электрона запрещенных зон. В работе [5] показана возможность проявления электронной плазмой монокристаллических свойств в сильном высокочастотном электромагнитном поле (поле накачки) по отношению к слабой низкочастотной электромагнитной волне. В работах [6,7] при исследовании динамики электрона сверхрешетки в быстропеременном однородном электромагнитном поле было исследовано эффективное сжатие ширины минизоны проводимости высокочастотным полем и показано, что при некоторых параметрах поля наступает однородная динамическая локализация электрона.

В работе [8] исследовалось низкочастотное движение электрона с произвольным законом дисперсии в быстропеременном поле. Получен эффективный гамильтониан. Показано, что случае квантовой полупроводниковой сверхрешетки полуширина минизоны является некоторой эффективной величиной, зависящей от амплитуды высокочастотного поля и медленной координаты электрона. Рассмотрены вопросы неоднородной локализации электрона в сверхрешетке за счет инверсии минизоны. В работе [9] было проведено обобщение результатов предыдущей работы на случай наличия постоянного магнитного поля.

В данной работе рассмотрены особенности динамической локализации электрона в квантовой полупроводниковой сверхрешетке в быстропеременном электромагнитном и постоянном магнитном полях.

Статья имеет слудующую структуру. В разд. 1 представлен вывод эффективного гамильтониана для усредненного движения электрона в квантовой полупроводниковой сверхрешетке в рассматриваемой системе полей для случая слабого магнитного поля. В разд. 2 исследуется влияние постоянного магнитного поля на явление динамической локализации электрона. Показана возможность разрушения однородной и неоднородной локализации электрона постоянным магнитным полем. В *Приложении* приводится эффективный гамильтониан усредненного движения электрона с произвольным законом дисперсии в быстропеременном электромагнитном поле произвольной поляризации и слабом постоянном магнитном поле.

1. Эффективный гамильтониан электрона квантовой полупроводниковой сверхрешетки в произвольном электромагнитном и постоянном магнитном полях

Рассмотрим электрон с произвольной зависимостью энергии от импульса в быстропеременном электромагнитном и постоянном магнитном полях:

$$\varepsilon = \varepsilon \left[\mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}_{\mathrm{tot}}(\mathbf{r},t)\right], \tag{1}$$

где $\mathbf{A}_{\mathrm{tot}}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A}(\mathbf{r},t) + \mathbf{A}_0(\mathbf{r})$, $\mathbf{A}(\mathbf{r},t)$ — вектор-потенциал быстропеременной электромагнитной волны, $\mathbf{A}_0(\mathbf{r})$ — вектор-потенциал постоянного магнитного поля. Так как действующее на электрон электромагнитное поле является быстропеременным, в силу инерционных свойств электрона его движение представляет собой перемещение вдоль некоторой плавной траектории с одновременными малыми осцилляциями вокруг нее (происходящими с частотой быстропеременного поля).

Если ω_0 — частота медленного движения электрона, то под быстро меняющимися подразумеваются такие поля, частота ω которых удовлетворяет неравенству

$$\omega \gg \omega_0. \tag{2}$$

Уравнения движения электрона в рассматриваемой системе полей имеют вид

$$\begin{cases} \dot{\mathbf{p}} = -\dfrac{e}{c}\, \dfrac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \dfrac{e}{c}\, [\mathbf{r}, \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r},t) + \mathbf{H}_0], \\ \dot{\mathbf{r}} = \dfrac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}}, \end{cases} \tag{3}$$

здесь электрическое и магнитное поля быстропеременной волны выражены через вектор-потенциал. Координату и импульс электрона представим в виде суммы медленных и осциллирующих компонент:

$$\mathbf{r} = \bar{\mathbf{p}} + \tilde{\mathbf{r}}, \qquad \mathbf{p} = \bar{\mathbf{p}} + \tilde{\mathbf{p}}, \tag{4}$$

где $\bar{\mathbf{r}}$, $\bar{\mathbf{p}}$ и $\tilde{\mathbf{r}}$, $\tilde{\mathbf{p}}$ — соответственно медленные и быстрые компоненты координаты и импульса. Усреднив систему (3) по быстрым осцилляциям [8] и вычтя результат усреднения из этой системы, получим систему уравнений для осциллирующих переменных:

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\mathbf{p}}} = -\dfrac{e}{c}\, \dfrac{\partial \tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{r},t)}{\partial t} + \dfrac{e}{c}\, \left[\dot{\tilde{\mathbf{r}}}, \mathbf{H}_0\right] + \dfrac{e}{c}\left\{ [\dot{\mathbf{r}}, \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r},t)] - \overline{[\dot{\mathbf{r}}, \operatorname{rot} \mathbf{A}(\mathbf{r},t)]}\right\}, \\ \dot{\tilde{\mathbf{r}}} = \dfrac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} - \overline{\dfrac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}}}, \end{cases} \tag{5}$$

где $\tilde{\mathbf{A}}(\mathbf{r},t) = \mathbf{A}(\mathbf{r},t) - \bar{\mathbf{A}}(\mathbf{r},t)$.

Решая систему (5), подставляя полученные решения в гамильтониан (1) и усредняя его, получим самый общий вид эффективного гамильтониана для рассматриваемой системы полей. Решения системы (5) существенно упрощаются, если принять во внимание следующие соображения. Так же как и в [1,2,8], положим

$$|\bar{\mathbf{r}}| \gg |\tilde{\mathbf{r}}|. \tag{6}$$

Как видно из (5), $|\tilde{\mathbf{r}}| \lesssim v_{\max}/\omega$, где $v_{\max}$ — некоторая максимальная скорость электрона.

Если λ — характерный размер неоднородности быстропеременного электромагнитного поля, то

$$|\tilde{\mathbf{r}}|/\lambda \simeq v_{\max}/v_{ph}, \tag{7}$$

где $v_{ph} = \omega\lambda$ — фазовая скорость электромагнитной волны. Заметим [1,2,8], что практически для любых полупроводников имеет место неравенство

$$v_{\max}/v_{ph} \ll 1. \tag{8}$$

Тогда, как следует из (7),

$$|\tilde{\mathbf{r}}|/\lambda \ll 1. \tag{9}$$

Разложив правую часть первого уравнения системы (5) в ряд по $|\tilde{\mathbf{r}}|$ и ограничившись членами более низкого порядка, чем $0(|\tilde{\mathbf{r}}|/\lambda)$, получим слудующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\mathbf{p}}} = -\dfrac{e}{c}\,\dfrac{\partial \tilde{\mathbf{A}}(\bar{\mathbf{r}},t)}{\partial t} + \dfrac{e}{c}\,\left[\dot{\tilde{\mathbf{r}}}, \mathbf{H}_0\right] + 0\left(\dfrac{|\tilde{\mathbf{r}}|}{\lambda}\right), \\ \dot{\tilde{\mathbf{r}}} = \dfrac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} - \overline{\dfrac{\partial \varepsilon(\mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}}}. \end{cases} \tag{10}$$

Выбранное приближение физически означает исключение из рассмотрения действия на электрон магнитного поля волны, как вносящего в уравнение (10) лишь малые поправки, существенно усложняющие расчет.

Рассмотрим электрон в квантовой полупроводниковой сверхрешетке с законом дисперсии:

$$\varepsilon(p) = p_\perp^2/2m - \Delta\cos(p_x a/\hbar), \tag{11}$$

где a — период сверхрешетки, Δ — полуширина минизоны сверхрешетки. Вектор-потенциал электромагнитного поля зададим в виде

$$\mathbf{A}(\mathbf{r},t) = -\frac{c}{\omega}\mathbf{E}(\mathbf{r})\sin\omega t. \tag{12}$$

Постоянное магнитное поле $\mathbf{H}_0$ направим вдоль оси $0z$:

$$\mathbf{H} = H_0\mathbf{e}_z. \tag{13}$$

В рассматриваемом случае система (10) запишется в виде

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\mathbf{p}}}_x = eE_x(\bar{\mathbf{r}})\cos\omega t + \omega_H\tilde{p}_y, \\ \dot{\tilde{p}}_y = eE_y(\bar{\mathbf{r}})\cos\omega t - m\omega_H\tilde{v}_x, \\ \dot{\tilde{p}}_z = eE_z(\bar{\mathbf{r}})\cos\omega t, \\ \dot{\tilde{x}} = v_0\left[\sin\left(\bar{p}_x + \tilde{p}_x\right)\,\dfrac{a}{\hbar} - \overline{\sin\left(\bar{p}_x + \tilde{p}_x\right)\,\dfrac{a}{\hbar}}\right], \\ \dot{\tilde{y}} = \tilde{p}_y/m, \\ \dot{\tilde{z}} = \tilde{p}_z/m, \end{cases} \tag{14}$$

где $\omega_H = eH_0/mc$ — ларморовская частота, $v_0 = \Delta a/\hbar$ — максимальная скорость электрона в сверхрешетке.

В дальнейшем будем рассматривать случай слабого магнитного поля, так как в этом случае уже проявляются все особенности низкочастотной динамики электрона в рассматриваемой системе полей и этот случай наиболее прост в математическом отношении. Магнитное поле будем считать слабым при выполнении условия

$$|\omega_H/\omega| \ll 1. \tag{15}$$

В рассматриваемом случае постоянное магнитное поле входит в правые части системы (14) в виде малых поправок, величина которых более низкого порядка малости, чем $|\tilde{\mathbf{r}}/\lambda|$. Эффективный гамильтониан в данном случае имеет вид

$$\bar{\varepsilon} = \frac{p_\perp^2}{2m} + \frac{\delta_{E_y}^2 + \delta_{E_z}^2}{4m}\left(\frac{\hbar}{a}\right)^2 - \Delta J_0(\delta_{E_x})\cos\left(\frac{p_x a}{\hbar}\right) +$$

$$+\delta_H^2\left\{\delta_{E_y}^2\left[\Delta\left(\frac{J_0(\delta_{E_x})}{2}+\sum_{m=1}^{\infty}a_m J_{2m}(\delta_{E_x})\right)+\frac{\Delta}{4}[J_0(\delta_{E_x})+J_2(\delta_{E_x})]'\cos\left(\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\right]+\right.$$

$$\left.+3\Delta v'_{(1)}\sum_{n=1}^{\infty}\left[\frac{J_{2n-1}^2(\delta_{E_x})}{(2n-1)^2}\cos^2\left(\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)+\frac{J_{2n}^2(\delta_{E_x})}{(2n)^2}\sin^2\left(\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\right]\right\}+0(\delta_H^3), \quad (16)$$

где

$$v'_{(1)} = \Delta m(a/\hbar)^2, \qquad \delta_H = \omega_H/\omega, \qquad \delta_{E_i} = eE_i(\bar{\mathbf{r}})a/\omega\hbar,$$

$$a_m(-1)^m\left\{1+\sum_{\nu=1}^{m}(-1)\binom{2\nu+1}{\nu}\times\right.$$

$$\left.\times 4m^2[4m-4]^2\ldots\left[4m^2-(2\nu-2)^2\right]\,/\,\left[2^{2\nu}(2\nu)!\right]\right\}.$$

Величина электрического поля электромагнитной волны выбирается такой, что $|\delta_{E_i}| \sim 0(1)$.

2. Влияние постоянного магнитного поля на явление динамической локализации электрона

Полученные в предыдущем разделе результаты применим к задаче о динамической локализации электрона. Суть динамической локализации заключается в том, что при определенных значениях параметров электромагнитного поля электрон, совершавший инфинитное движение, останавливается, т.е. происходит точечная локализация, или совершает финитное движение — пространственная локализация [6,7]. Рассмотрим влияние постоянного магнитного поля на динамическую локализацию электрона как в однородном (т.е. не зависящем от координат), так и в неоднородном (зависящем от координат) электромагнитном поле. Будем соответственно говорить о влиянии постоянного магнитного поля на «однородную» и «неоднородную» локализацию электрона.

2.1 *Влияние постоянного магнитного поля на однородную локализацию электрона.* Исследуем влияние постоянного магнитного поля на локализацию электрона в быстропеременном пространственно однородном электромагнитном поле произвольной поляризации. Рассмотрим случай слабого магнитного поля. Ввиду однородности быстропеременного электромагнитного поля эффективный гамильтониан (16) не зависит от координаты электрона. Следовательно, импульс $\bar{\mathbf{p}}$ электрона является постоянной величиной. Для упрощения последующего анализа путем выбора начальных условий положим равными нулю компоненты $\bar{p}_y$ и $\bar{p}_z$ импульса электрона и будем рассматривать движение электрона вдоль оси сверхрешетки. Соответствующая компонента скорости электрона $\bar{v}_x$ имеет вид

$$\bar{v}_x = v_0 J_0(\delta_{E_x}) \sin(\bar{p}_x a/\hbar) - \delta_H^2 \left\{ v_0 \frac{\delta_{E_y}^2}{4} \left[J_0(\delta_{E_x}) + J_2(\delta_{E_x}) \right] \sin\left(\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right) + \right.$$

$$\left. + 3 v_0 v'_{(1)} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{J_{2n-1}^2(\delta_{E_x})}{(2n-1)^2} - \frac{J_{2n}^2(\delta_{E_x})}{(2n)^2} \right] \sin\left(2\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right) \right\} + 0(\delta_H^3). \qquad (17)$$

В отсутствие постоянного магнитного поля ($\delta_H = 0$) при $\delta_{E_x} = \xi_i^{(0)}$ (где $\xi_i^{(0)}$ — i-й корень функции Бесселя нулевого порядка) скорость $\bar{v}_x$ электрона обращается в нуль и электрон останавливается, т.е. имеет место точечная локализация. При включении слабого магнитного поля ($\delta_H \neq 0$) скорость $\bar{v}_x$ становится отличной от нуля

$$\bar{v}_x \sim v_0 \left(\omega_H/\omega\right)^2 \qquad (18)$$

и электрон делокализуется. В этом случае электрон движется в более узкой энергетической зоне с эффективной полушириной Δ_{eff}:

$$\Delta_{\text{eff}} \sim \Delta \left(\omega_H/\omega\right)^2. \qquad (19)$$

При $\omega \simeq 10^{10}\ \text{c}^{-1}$ и величине H_0 в пределах от 1 до 10 Э отношение полуширин лежит в диапазоне

$$\frac{\Delta_{\text{eff}}}{\Delta} \cdot 100\% \simeq \left(10^{-2} \div 1\right). \qquad (20)$$

2.2 *Влияние постоянного магнитного поля на неоднородную локализацию электрона.* Рассмотрение делокализующего действия постоянного магнитного поля в случае неоднородной локализации электрона с помощью эффективного гамильтониана (16) приводит к достаточно сложным математическим расчетам. Поэтому явление делокализации в неоднородном случае мы рассмотрим на примере полученного в работе [9] упрощенного эффективного гамильтониана для случая быстропеременной стоячей электрической волны, поляризованной вдоль оси сверхрешетки:

$$E_x = E_{0x} \cos kx \cos \omega' t, \qquad (21)$$

где E_{0x} — амплитуда электрического поля, ω' — частота поля. Эффективный гамильтониан [9] для рассматриваемого случая имеет вид

$$H_{\text{eff}} = \frac{\bar{p}_\perp^2}{2m} - \Delta \left[1 - \left(\frac{\Omega'}{2\omega'}\right) \frac{\cos k\bar{x}}{1 - \alpha(\omega_H/\omega')^2 \cos(\bar{p}_x a/\hbar)} \right] \cos\left(\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right), \qquad (22)$$

где $\Omega' = eE_{0x}a/\hbar$ — штарковская частота для амплитуды переменного поля, $\alpha = \Delta m (a/\hbar)^2$ — безразмерная величина порядка единицы.

Рассмотрим ряд частных случаев.

2.2.1. Полностью локализованный случай. Особенностью локализации данного типа [9] является необычный вид изолирующих сепаратрис (рис. 1). Ввиду особой мультипликативной структуры эффективного гамильтониана в отсутствие магнитного поля на фазовом портрете появляются вертикальные сепаратрисы. Их особенность состоит в следующем.

1. Они появляются при выполнении условия $|\Omega'| \geqslant |\omega'|$ и далее присутствуют в системе всегда при превышении амплитуды быстропеременного поля над этим пороговым значением.

2. Они неустранимы никаким скалярным полем и нечувствительны к столкновениям между частицами, так как последние приводят лишь к обмену импульсами, что не позволяет преодолеть барьер в виде вертикальной сепаратрисы.

Именно эти свойства делают данный вид локализации особенно жестким.

2.2.2. Случай слабого постоянного магнитного поля. Фазовый портрет рассматриваемого случая представлен на рис. 2. Появление на фазовом портрете узких областей инфинитного движения свидетельствует о том, что при включении слабого постоянного магнитного поля у электрона появляется возможность совершать инфинитные движения. Ширина щели инфинитнгого движения оказывается величиной порядка $(\omega_H/\omega')^2$:

$$\Delta\bar{p}_x \sim (\omega_H/\omega')^2 a/\hbar. \tag{23}$$

Ввиду малости величины $(\omega_H/\omega')^2$ естественным представляется тот факт, что влияние магнитного поля существенно лишь вблизи особых точек невозмущенного фазового портрета (рис. 1). С другой стороны, именно особый вид сепаратрис невозмущенного фазового портрета приводил к особой жесткости неоднородной локализации. Как вид-

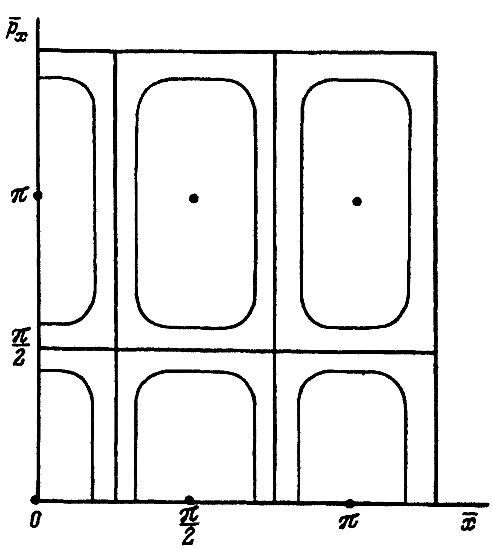

Рис. 1. Неоднородная динамическая локализация электрона вдоль оси сверхрешетки в отсутствие постоянного магнитного поля. Фазовый портрет в плосткости $\{\bar{x}, \bar{p}_x\}$.

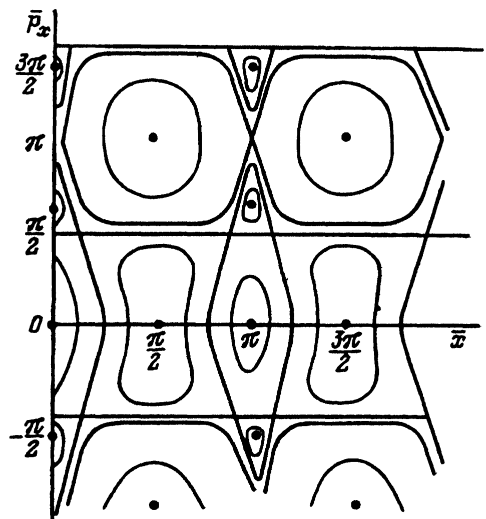

Рис. 2. Разрушение неоднородной динамической локализации постоянным магнитным полем. Фазовый портрет в плоскости $\{\bar{x}, \bar{p}_x\}$.

но из рис. 2, магнитное поле искажает вертикальность изолирующих сепаратрис (рис. 1), что существенно меняет характер локализации. Так, при этом возможен транспорт за счет столкновения, как в случае штарковских колебаний.

3. Заключение

В данной работе исследовалось явление динамической локализации электрона в квантовой полупроводниковой сверхрешетке в быстропеременном электромагнитном и постоянном магнитном полях. Получен эффективный гамильтониан усредненного движения электрона для случая слабого магнитного поля. Указана возможность существования ряда новых эффектов, связанных с разрушением слабым постоянным магнитным полем динамической локализации электрона:

1. Полное разрушение однородной локализации.
2. Частичное разрушение жесткой неоднородной локализации. Электрон получает возможность совершать как финитные, так и инфинитные движения, что приводит к возможности транспорта.
3. Изменение степени жесткости изолирующего свойства «вертикальных» сепаратрис.

Отметим также, что в очень сильных магнитных полях ($\omega_H \gg \omega$) электрон движется как свободный, т. е. делокализован. Это дает основание считать, что делокализация электрона имеет место при произвольных магнитных полях.

Сформулированные в заключении выводы носят качественный характер и не зависят от зонной структуры полупроводника.

Приложение

Приведем эффективный гамильтониан для усредненного движения электрона с произвольным законом дисперсии в поле стоячей быстропеременной электромагнитной волны произвольной поляризации и в слабом постоянном магнитном поле. Электромагнитная волна выбрана монохроматической и пространственно неоднородной, постоянное магнитное поле пространственно однородно.

$$H_{\text{eff}} = \frac{\bar{p}_\perp^2}{2m} + \frac{\delta_{E_y}^2 + \delta_{E_z}^2}{4m}\left(\frac{\hbar}{a}\right)^2 -$$

$$- 2\delta_H^2\left\{\delta_{E_y}^2 \sum_q q^2 v'_{(q)} \exp\left(iq\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\left[\frac{J_0(\delta_{E_x})}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} a_m J_{2m}(\delta_{E_x})\right] -\right.$$

$$- \sum_{q,q_1} q q_1 v'_{(q_1)} \sum_{m=1}^{\infty}\left[\frac{J_{2m-1}(q\delta_{E_x})J_{2m-1}(q_1\delta_{E_x})}{(2m-1)^2}\cos\left(q\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\cos\left(q_1\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right) +\right.$$

$$\left.\left. + \frac{J_{2m}(q\delta_{E_x})J_{2m}(q_q\delta_{E_x})}{(2m)^2}\sin\left(q\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\sin\left(q_1\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\right]\right\} +$$

$$+ \sum_q \varepsilon^{(q)} \exp\left(iq\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right)\left\{J_0(q\delta_{E_x}) - \delta_H^2\left[\frac{(q\delta_{E_y})^2}{4}\Big(J_0(\delta_{E_x}) + J_2(\delta_{E_x})\Big) -\right.\right.$$

$$\left.\left. - iq \sum_{\substack{m=-\infty \\ (m\neq 0)}}^{\infty} (-1)^m \frac{J_m(q\delta_{E_x})}{m^2}\tilde{v}'_{x,m}\right]\right\} + 0(\delta_H^3),$$

где $v'_{(q)} = (\varepsilon^{(q)} a/\hbar)(ma/\hbar)$,

$$\tilde{v}'_{x,m}\Big|_{(m\neq 0)} = i\sum_q q v'_{(q)} J_m(q\delta_{E_x}) \exp\left(iq\frac{\bar{p}_x a}{\hbar}\right) + 0(\delta_H),$$

$$a_m = (-1)^m \left\{1 + \sum_{\nu=1}^{m} (-1)^\nu \binom{2\nu+1}{\nu} \frac{4m^2[4m-4]^2 \ldots \left[4m^2(2\nu-2)^2\right]}{2^{2\nu}(2\nu)!}\right\}.$$

Список литературы

[1] А.В. Гапонов, М.А. Миллер. ЖЭТФ, **34**, 242 (1958).
[2] М.А. Миллер. Изв. вузов. Радиофизика, № 3, 110 (1958).
[3] Л.П. Питаевский. ЖЭТФ, **39**, 1450 (1960).
[4] Ю.И. Балкарей, Э.М. Эпштейн. ФТТ, **15**, 925 (1973).
[5] Ф.Г. Басс. ЖЭТФ, **63**, 1665 (1972).
[6] А.А. Игнатов. Автореф. докт. дис. (Горький, 1989).
[7] В.М. Гвоздиков. ФТТ, **18**, 1128 (1992).
[8] Y.O. Averkov, F.G. Bass, A.P. Panchekha, O.M. Yevtushenko. Phys. Rev. B, **48**, 17995 (1993).
[9] F.G. Bass, A.P. Panchekha, O.M. Yevtushenko, A.E. Zhukov. *Proceeding* SPIE. *Digest of Int. Conf. on MM and subMM waves and applications*, 10–14 Jan. 1994 (S.Diego, USA) vol. 2250, p. 492, TH 8.6.

Редактор Т.А. Полянская

Dynamic localization features of an electron of the quantum semiconductor superlattice in fast-alternateing electromagnetic and magnetostatic fields

Yu.O. Averkov, F.G. Bass, A.P. Panchekha

Institute of Radiophysics and Electronics of Ukranian Academy of Sciences, 310085 Kharkov, the Ukraine